BEITRÄGE ZUR KENNTNIS DER KATHODENSTRAHLEN.

HABILITATIONSSCHRIFT

DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FACULTÄT

DER

KÖNIGL. JULIUS-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT
ZU WÜRZBURG

VORGELEGT

VON

DR. W. SEITZ.

LEIPZIG,
JOHANN AMBROSIUS BARTH.
1901.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Einleitung.

Während die Elektricitätsleitung in Flüssigkeiten seit Faraday von einer Reihe von Forschern aufs genaueste in jeder Beziehung untersucht wurde, was für die reine Wissenschaft, wie für die Technik gleich wichtige Resultate brachte, wurde die Leitung in Gasen, welche zwar beinahe ebenso lange Zeit bekannt ist, weniger beachtet. Und doch sind im allgemeinen die Eigenschaften der Materie im gasförmigen Zustand weitaus einfacher und übersichtlicher, sodass in den übrigen Gebieten der Physik gerade die Gase theoretisch und experimentell am genauesten erforscht wurden.

Erst in den letzten Jahrzehnten wandte sich die Aufmerksamkeit der Physiker mehr dem Durchgang der Elektricität durch Gase zu und verschiedene epochemachende Entdeckungen, wie die der Röntgenstrahlen, der Kathodenstrahlen etc. belohnten die Bemühungen der Forscher.

Im Folgenden wollen wir uns nun einem der wichtigsten Capitel der Elektricitätsleitung in Gasen, den Kathodenstrahlen zuwenden.

Zuerst beobachtet wurden dieselben von Plücker[1]) im Jahre 1859. In einer Reihe von Arbeiten hat später Hittorf[2]) die von den Kathodenstrahlen an den Glaswänden oder anderen von ihnen getroffenen Körpern hervorgerufene Fluorescenz, ferner die Eigenschaft, durch den Magneten abgelenkt zu werden, behandelt. Aehnliche Untersuchungen verdanken wir Crookes, welcher auch die mechanischen Wirkungen der Strahlen entdeckte.

Zu den Begründern dieses Forschungsgebietes ist ferner Goldstein[3]) zu zählen, welcher auch die Bezeichnung „Ka-

1) Plücker, Pogg. Ann. **107.** p. 77. 1859; **116.** p. 45. 1862.

2) W. Hittorf, Pogg. Ann. **136.** p. 8. 1859.

3) E. Goldstein, Monatsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin p. 284. 1876.

thodenstrahlen“ einführte. Unter anderem wies er nach, dass dieselben senkrecht von der Kathode ausgehen und sich geradlinig ausbreiten, unabhängig von der Gestalt der Stromlinien. Treffen sie auf einen Körper, so erwärmen sie denselben und laden ihn, falls er nicht zur Erde abgeleitet ist, negativ. Es ist also mit den Strahlen Elektricitätstransport verbunden.[1]) Hertz[2]) und später Lenard[3]) wiesen nach, dass sie dünne Blättchen durchdringen können, und so gelang es letzterem, die Strahlen aus dem Vacuum heraus in den von Luft erfüllten Raum zu leiten.

In theoretischer Beziehung bildeten sich unter den Forschern zweierlei Ansichten aus. Die einen sahen in den Kathodenstrahlen eine im Aether vor sich gehende Wellenbewegung, wobei sie sich vor allem auf die genannten Untersuchungen Lenard's stützten, die anderen dagegen erklärten die verschiedenen Erscheinungen unter der Annahme, dass die Strahlen aus negativ geladenen Teilchen bestehen, die, von der Kathode fortgeschleudert, sich geradlinig durch den Raum mit grosser Geschwindigkeit bewegen. Während nun alle Versuche, Interferenzerscheinungen nachzuweisen, die ja das Kriterium jeder Wellenbewegung bilden, fruchtlos blieben, mehrten sich die Entdeckungen solcher Eigenschaften, welche für die Emissionstheorie sprachen. Diese verdrängte die Aethertheorie vollständig, als es gelang, nachzuweisen, dass sich die Kathodenstrahlen in einem zu ihrer Richtung senkrechten magnetischen oder elektrostatischen Felde genau ebenso verhalten, wie es bei negativ geladenen Teilchen, die sich mit grosser Geschwindigkeit geradlinig fortbewegen, der Fall sein müsste. Legen nämlich die Strahlen senkrecht zu den Kraftlinien eines elektrostatischen Feldes, von der Stärke E, einen Weg x mit der Geschwindigkeit v zurück, so erleiden sie in der Richtung der Kraft eine Ablenkung

$$s = \frac{\varepsilon E x^2}{m v^2 . 2},$$

1) J. Perrin, Compt. rend. **121.** p. 1130. 1895; J. J. Thomson, Proc. Phil. Soc. Camb. **9.** 1897.

2) H. Hertz, Wied. Ann. **45.** p. 28. 1892.

3) P. Lenard Wied. Ann. **51.** p. 225. 1894.

wobei ε die Ladung, m die Masse eines Teilchens bedeutet. In einem magnetischen Felde dagegen ist die senkrecht zu den Kraftlinien erfolgende Ablenkung

$$s' = \frac{\varepsilon H x^2}{m v 2},$$

wobei H die Feldstärke, x den im Felde zurückgelegten Weg angiebt.[1])

Aus beiden Gleichungen lassen sich die Grössen ε/m und v berechnen. An Stelle der magnetischen Ablenkung kann auch die Wärmemenge und die elektrische Ladung bestimmt werden, welche die Strahlen einem Körper, auf welchen sie auftreffen, mitteilen.[2]) Es gelang ferner, die Geschwindigkeit v auch direct zu bestimmen.[3]) Die nach den verschiedenen Methoden erhaltenen Werte von v schwanken zwischen $1{,}5.10^9$ und 10.10^9, die von ε/m zwischen $0{,}5.10^7$ und 2.10^7.

Nimmt man als Grösse der Ladung eines Teilchens, das wir Elektron nennen wollen, die eines einwertigen Ions in einer Lösung an, so ergiebt sich seine Masse als etwa $^1/_{1000}$ eines Wasserstoffatomes. Es wäre diese Hypothese vollkommen willkürlich, wenn nicht Erscheinungen auf anderen Gebieten der Physik, wie der Zeemaneffect, Condensation von Wasserdampf in von Röntgenstrahlen durchsetzter Luft, die Existenz solch kleiner Teilchen als sehr wahrscheinlich erscheinen liesse. Hiermit ist auch der Haupteinwand gegen die Emissionstheorie, es sei undenkbar, dass compactes Metall von materiellen Teilchen durchdrungen werde, hinfällig geworden, indem die Masse der Elektronen von so kleiner Grössenordnung ist, dass sie leicht die Zwischenräume zwischen den Metallatomen oder vielleicht auch innerhalb derselben zu durchsetzen vermögen.

Welcher Art nun die Wechselwirkung ist, zwischen den sich mit ungeheurer Geschwindigkeit fortbewegenden Elektronen und den materiellen Atomen, welche man im Vergleich dazu als ruhend annehmen kann, ob man es mit Reibungskräften oder conservativen Kräften zu thun hat, ob Anziehung oder

---

1) W. Wien, Wied. Ann. **65.** p. 440. 1898; P. Lenard, Wied. Ann. **64.** p. 279. 1898.

2) J. J. Thomson, Die Entladung der Elektricität durch Gase 1900.

3) E. Wiechert, Wied. Ann. **69.** p. 739. 1899; A. Battelli u. A. Stefanini, Physik. Zeitschr. **1.** p. 51. 1900.

Abstossung ausgeübt wird, ist bis jetzt noch völlig unbekannt.

Zur Klärung dieser Frage einiges beizutragen, ist die Aufgabe der folgenden Arbeit.

Für die Erforschung der Wirkung der Materie im festen Zustand auf die bewegten Kathodenstrahlenteilchen stehen zwei Wege offen, die Untersuchung der Reflexion, und die der Erscheinungen beim Durchgang durch dünne Membranen.

I. Teil.

Reflexion der Kathodenstrahlen.

Beobachtet und untersucht wurde die diffuse Reflexion der Kathodenstrahlen an Metallflächen zuerst von Goldstein.[1]) Es folgten dann Arbeiten von E. Wiedemann, H. Ebert und A. C. Swinton, durch welche die zurückgeworfenen Strahlen sich als ihrem Wesen nach den ursprünglichen gleich ergaben. Quantitativ bestimmte Starke[2]) das Reflexionsvermögen von Aluminium, Platin, Russ. Er fand, dass dasselbe mit dem Atomgewichte wächst, konnte aber keine Gesetzmässigkeit, die sich durch eine Formel ausdrücken liesse, nachweisen.

Ich unternahm es nun, diese Messungen auf eine grössere Anzahl von Metallen auszudehnen, wobei ich mich darauf beschränkte, das Verhältnis des Reflexionsvermögens verschiedener Stoffe zu bestimmen, vor allem aber die Abhängigkeit von Incidenz- und Emanationswinkel festzustellen, da ich hieraus Schlüsse auf das Wesen der Reflexion ziehen zu können hoffte.

Nach den Beobachtungen von Kaufmann und anderen werden die Kathodenstrahlen in einem Gase diffus zerstreut; es verhält sich also ein solches ihnen gegenüber wie ein trübes Medium, was ebenfalls ein Beweis für den ungeheuren Grössenunterschied zwischen den Elektrons und den materiellen Molecülen ist. Stellen wir uns nun ein Metall als aus räumlich getrennten Atomen bestehend vor, so werden die Kathodenstrahlenteilchen, falls keine Oberflächenkräfte wirken, in die Zwischenräume eindringen, an den Molecülen anprallen, dabei

1) E. Goldstein, Wied. Ann. **15.** p. 254. 1882.
2) H. Starke, Wied. Ann. **66.** p. 49. 1898.

teilweise absorbirt werden, teilweise werden sie nach verschiedenen Zusammenstössen wieder in den Raum, aus welchem sie gekommen, zurückkehren. Würde sich der Mechanismus der Reflexion auf diese Weise erklären lassen, so könnte darauf das Lommel'sche Gesetz[1]) der Reflexion des Lichtes an trüben Medien übertragen werden. Es lautet in der vereinfachten Form

$$J = J_0 \frac{\cos i \cos e}{\cos i + \cos e},$$

wobei J die Intensität der in einer bestimmten Richtung reflectirten Strahlen, J_0 die des einfallenden Strahlenbündels, i den Incidenz-, e den Emanationswinkel bedeuten. Wie die folgenden Untersuchungen zeigen, ist das Gesetz und daher auch das angedeutete Bild des Reflexionsvorganges absolut nicht anwendbar.

Beschreibung der Apparate.

In der Grundidee schliesst sich meine Versuchsanordnung der von Hrn. Starke beschriebenen an, doch musste die Röhre eine etwas andere Gestalt bekommen, um die Variation von Emanations- und Incidenzwinkel zu ermöglichen.

Die 18 cm lange, 2 cm weite Röhre R enthält in einem Schliffe drehbar die aus Aluminium angefertigte, sehr schwach concave Kathode K, und ist verschlossen durch das Doppeldiaphragma D, das zur Erde abgeleitet ist. Die kreisrunden Oeffnungen von D haben einen Durchmesser von 2 mm. Die aus dem Diaphragma austretenden Strahlen sind nahezu parallel, denn der Durchmesser des von ihnen auf der gegenüber gelegenen Glaswand (wenn der Spiegel S entfernt war) hervorgebrachten Flecks ist nur wenig grösser als die Oeffnung bei D.

An das Rohr R schliesst sich das 14 cm weite kugelförmige Gefäss A. Der durchbohrte Stopfen a trägt an einem Aluminiumstift den 7,3 × 2,5 cm grossen Doppelspiegel. Er besteht aus einer Aluminiumplatte, auf welche mittels Nuten die zu untersuchenden planen Bleche aufgeschoben wurden. Letztere hatten eine Dicke von 0,1—1 mm, sodass sicherlich absolut keine Strahlen durch dieselben hindurchdringen konnten.

1) E. v. Lommel, Wied. Ann. **36**. p. 473. 1889.

In den durchbohrten Stopfen *b* eingekittet ist das Glasrohr *G*, in welchem sich die Zuleitung zum Auffänger *F* befindet. Dieser besteht aus einer 1,6 cm weiten Aluminiumdose mit 3 mm weiter Oeffnung. Um ihn vor irgendwelchen elektrischen Wirkungen, mögen diese von den Glaswänden mehrfach reflectirte Kathodenstrahlen sein, oder mögen sie durch die Leitungsfähigkeit des verdünnten Gases hervorgerufen werden, zu schützen, ist das Glasrohr sowie die Dose selbst durch eine ebenfalls aus Aluminium angefertigte Hülle, welche

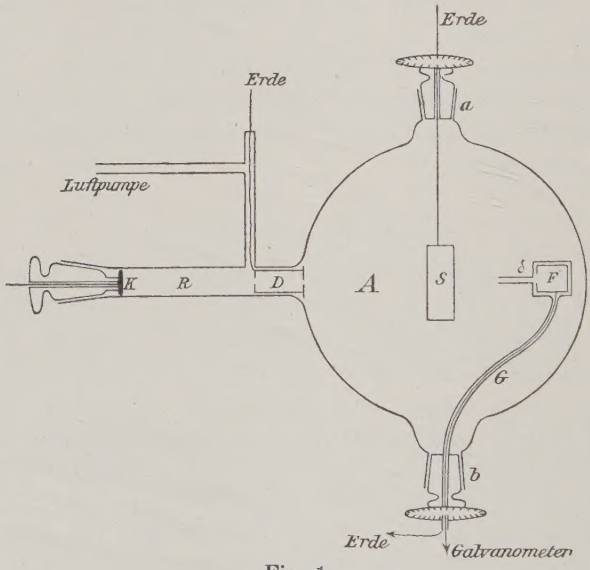

Fig. 1.

zur Erde abgeleitet ist, umgeben. Mit Firnis überzogene Glimmerblättchen bilden die Isolation. Die Oeffnung der äusseren Dose bei δ ist, wie die Fig. 1 ergiebt, etwas enger als die der inneren. Ausserdem befindet sich an derselben ein 19 mm langes und 5 mm weites Metallröhrchen, das am anderen Ende durch ein äusserst feines Drahtnetz verschlossen ist.

Die Oeffnung δ des Auffängers hat die gleiche Höhe mit dem Diaphragma *D* und ist auf den Mittelpunkt des Spiegels *S* gerichtet. Durch Drehung der Stopfen *a* und *b*, deren Achsen in einer zu der Richtung der von *D* ausgehenden Strahlen

senkrechten Geraden liegen, sind Incidenzwinkel (i) und Emanationswinkel (e) beliebig zu variiren, wie Fig. 2 schematisch demonstrirt.

Die Winkel werden an Kreisteilungen, die bei a und b angebracht sind, abgelesen. Durch diese Versuchsanordnung ist erreicht, dass stets nur vom Spiegel reflectirte Strahlen in den Auffänger gelangen können, wenn man e nie grösser als 70^0 wählt. Falls i nicht 45^0 übersteigt, umfasst der Oeffnungswinkel W den ganzen bestrahlten Fleck des Spiegels. Da ich zu weite Schliffe wegen der durch das Fett verursachten In-

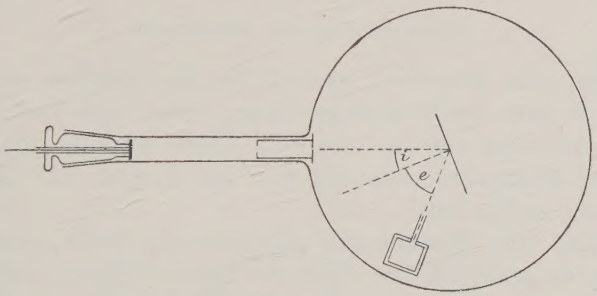

Fig. 2.

constanz des Vacuums vermeiden wollte, so musste der Auffänger stets im Innern des Gefässes erst zusammengesetzt werden.

Die Intensität der in den Auffänger gelangenden Kathodenstrahlen wurde gemessen, indem er mittels des Drahtes Z durch ein Galvanometer nach Paschen'scher Construction von der Empfindlichkeit $5 . 10^{-11}$ pro Millimeter Ausschlag zur Erde abgeleitet war. Das Inductorium nebst der den Primärstrom liefernden 5 Accumulatoren befand sich in einem mit der Erde verbundenen Blechkasten, welcher auch den Teil R des Entladungsgefässes bis zum Diaphragma D umschloss. Auf diese Weise waren elektrostatische Wirkungen auf das Galvanometer und seine Zuleitungen ausgeschlossen. Eine Raps'sche Luftpumpe besorgte die Evacuation.

Eine Schwierigkeit bestand darin, dass bei den meisten Metallen durch Kathodenstrahlen mit der Zeit die Oberfläche verändert wurde. So sank z. B. durch Bestrahlung, welche

im ganzen ungefähr 2 Stunden dauerte, das Verhältnis des Reflexionsvermögens von Aluminium und Kupfer von 1,77 auf 1,40. Da ich aber, um einigermaassen constantes Vacuum zu erhalten, stets, ehe ich mit den Messungen beginnen konnte, etwa eine Stunde lang Entladungen durch die Röhre hindurchgehen lassen musste, unter gleichzeitigem Arbeiten der Luftpumpe, so lenkte ich die Strahlen bei R durch einen Magneten ab, sodass sie gar nicht aus dem Diaphragma in den Versuchsraum austreten konnten. Ausserdem wurde dabei der Spiegel auf $i = 90^0$ gestellt.

Beschreibung der Messungen.

Vor dem Einsetzen wurden die Metallflächen selbstverständlich aufs sorgfältigste gereinigt. Doch konnte kein Unterschied gefunden werden, wenn sie einmal gerauht, ein andermal auf Hochglanz polirt waren. Der Spiegel war stets mit der Erde verbunden.

Trotz aller Bemühungen gelang es mir nicht, einen vollständig unveränderlichen Grad der Luftverdünnung und damit constante Intensität der von der Kathode ausgehenden Strahlen zu erhalten. Ich sah mich daher gezwungen, wenn ich die Stärke der Reflexion in zwei bestimmten Stellungen von Spiegel und Auffänger miteinander vergleichen wollte, stets eine längere Reihe von Messungen anzustellen, bei welchen ich abwechselnd die beiden Stellungen miteinander vertauschte. Jede der unten folgenden Zahlen ist das Ergebnis einer solchen Messungsreihe. Beim Vergleich zweier Metalle verfuhr ich analog, indem ich jedesmal den Spiegel um 180° drehte, sodass bald die eine bald die andere Seite von den Strahlen getroffen wurde.

Abhängigkeit der Reflexion von Incidenz- und Emanationswinkel.

Um von der nicht ganz zu vermeidenden Unsymmetrie des Apparates möglichst frei zu sein, wurden die Messungen stets in den beiden entsprechenden Stellungen rechts und links von der Richtung des ursprünglichen Strahlenbündels aus gerechnet ausgeführt und das Mittel aus beiden Resultaten gezogen.

Um den Grad der Genauigkeit der Messmethode zu erkennen, seien im Folgenden die auf diese Weise gefundenen Resultate von solchen Versuchsreihen angegeben.

In den folgenden Tabellen bedeutet i den Incidenzwinkel, e den Emanationswinkel. A den Ausschlag, welchen der vom Auffänger durch das Galvanometer zur Erde geleitete Strom hervorbringt. Er ist proportional der Intensität der in den Auffänger gelangenden Kathodenstrahlen. Unter Q steht das Verhältnis der bei den beiden gegebenen Stellungen erhaltenen Ausschläge.

Aluminium.

$i = 0.$

e	A_{25}	e	A_{45}	Q	$\frac{\cos 45}{\cos 25}$
25	34	45	24,8	0,73	
25	15,8	45	10,8	0,65	
25	12,5	45	8,5	0,68	
25	14,3	45	10,5	0,73	
25	15,3	45	11,5	0,75	
25	21,3	45	15	0,70	
25	14,5	45	10,3	0,71	
				0,71	0,78

$i = 0.$

e	A_{25}	e	A_{70}	Q	$\frac{\cos 70}{\cos 25}$
25	16,3	70	6,5	0,40	
25	15,7	70	6	0,38	
25	16,3	70	6,5	0,40	
				0,39	0,38

$i = 20.$

e	A_{10}	e	A_{45}	Q
10	16	45	13,2	0,82
10	16	45	13,0	0,81
10	17,6	45	14,3	0,81
				0,81

$i = 20.$

e	A_{45}	e	A_{70}	Q
45	19,5	70	12,8	0,67
45	23,7	70	17,3	0,73
45	47,4	70	27,3	0,58
				0,66

Unter negativem e ist im Folgenden der Emanationswinkel verstanden, welcher von der Spiegelnormalen aus nach der Seite des einfallenden Strahlenbündels gelegen ist.

$i = 20.$

e	A_{45}	e	A_{-45}	Q
45	25,9	− 45	20,3	0,78
45	20,9	− 45	15,7	0,75
45	19,6	− 45	12,5	0,64
				0,72

$i = 45.$

e	A_0	e	A_{20}	Q
0	23,8	20	27	1,13
0	6,0	20	7,0	1,17
				1,15

$i = 45.$

e	A_0	e	A_{25}	Q
0	20,3	25	22	1,09
0	12,3	25	14,7	1,19
0	16	25	18,5	1,16
0	9,3	25	10,2	1,10
				1,135

$i = 45.$

e	A_0	e	A_{45}	Q
0	19,2	45	17,0	0,89
0	27,7	45	31,5	1,14
0	30,3	45	38,5	1,25
0	35,7	45	37,5	1,05
0	38	45	41	1,08
				1,08

$i = 45.$

e	A_0	e	A_0	Q
0	24,3	70	18,4	0,76
0	14	70	11,7	0,83
0	27	70	23	0,85
				0,83

$i = 45.$

e	A_{+20}	e	A_{-20}	Q
+ 20	28,3	− 20	22,1	0,78
+ 20	18	− 20	15	0,83
+ 20	15,7	− 20	13	0,83
+ 20	23,7	− 20	18,5	0,78
				0,805

$i = 45.$

e	A_{+70}	e	A_{-70}	Q
+ 70	18	− 70	9,8	0,54
+ 70	21	− 70	9,5	0,45
+ 70	16	− 70	8	0,50
				0,50

$e = 0.$

i	A_{25}	i	A_{45}	Q
25	41,7	45	45,1	1,08
25	17,5	45	19,5	1,11
25	15	45	16,9	1,13
25	17,9	45	19,7	1,10
				1,105

$e = 25.$

i	A_0	i	A_{45}	Q
0	24,5	45	34,3	1,40
0	28,5	45	41,2	1,44
0	17,7	45	24,0	1,36
0	20,2	45	27,6	1,37
				1,39

In folgender Tabelle seien nun die auf diese Weise gefundenen Resultate angegeben.

		Al	Cu	Zn	Fe	Pt	Ag
$i = 0°$	$\frac{A_{(e=45°)}}{A_{(e=25°)}}$	0,71	0,725	0,72	0,75	0,73	0,68
	$\frac{A_{(e=60°)}}{A_{(e=25°)}}$	—	0,526	0,51	0,49	0,50	0,50
	$\frac{A_{(e=70°)}}{A_{(e=25°)}}$	0,39	0,308	—	0,35	—	—
$i = 20°$	$\frac{A_{(e=45°)}}{A_{(e=10°)}}$	0,81	—	—	—	—	—
	$\frac{A_{(e=70°)}}{A_{(e=45°)}}$	0,66	—	—	—	—	—
	$\frac{A_{(e=-45°)}}{A_{(e=+45°)}}$	0,72	—	—	—	—	—
$i = 45°$	$\frac{A_{(e=20°)}}{A_{(e=0°)}}$	1,15	—	1,10	1,06	0,94	0,93
	$\frac{A_{(e=25°)}}{A_{(e=0°)}}$	1,135	1,08	—	—	—	—
	$\frac{A_{(e=45°)}}{A_{(e=0°)}}$	1,08	0,98	1,06	0,99	0,78	0,76
	$\frac{A_{(e=70°)}}{A_{(e=0°)}}$	0,83	—	—	—	—	—
	$\frac{A_{(e=-20°)}}{A_{(e=+20°)}}$	0,805	—	0,84	0,91	1,16	1,11
	$\frac{A_{(e=-70°)}}{A_{(e=+70°)}}$	0,50	—	—	—	—	—
$e = 25°$	$\frac{A_{(i=45°)}}{A_{(i=0°)}}$	1,39	1,15	1,16	1,12	0,91	1,00
$e = 0°$	$\frac{A_{(i=45°)}}{A_{(i=25°)}}$	1,105	1,03	0,95	0,98	0,95	0,95

Aus diesen Messungen ergiebt sich folgendes:

1. Bei senkrechter Incidenz nimmt die Intensität der reflectirten Strahlen annähernd mit dem Cosinus des Emanationswinkels ab, wie aus den Tabellen zu ersehen ist. Doch er-

folgt die Abnahme etwas schneller, was nicht durch Beobachtungsfehler zu erklären ist.

2. Bei schiefer Incidenz verhalten sich die einzelnen Metalle verschieden.

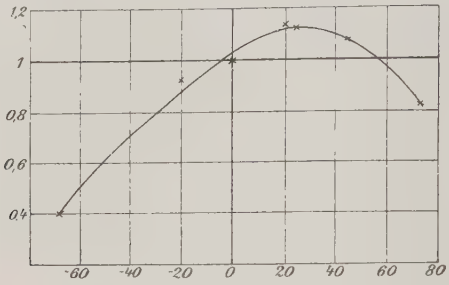

Fig. 3. Aluminium.

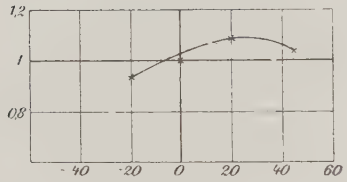

Fig. 4. Zink.

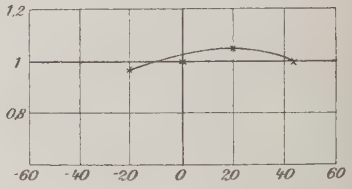

Fig. 5. Eisen.

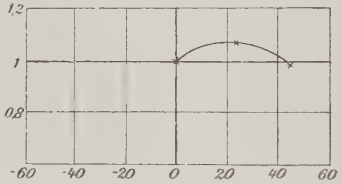

Fig. 6. Kupfer.

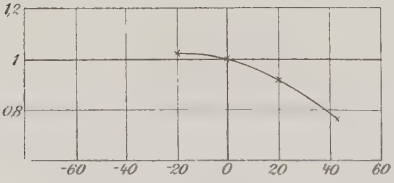

Fig. 7. Silber.

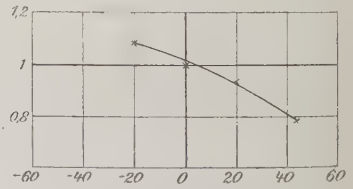

Fig. 8. Platin.

Am besten ist dies aus vorstehenden Curven (Figg. 3—8) zu erkennen, in welchen die Emanationswinkel als Abscissen, die relativen Werte der Intensitäten als Ordinaten eingetragen sind. Es sind die Galvanometerausschläge beim Emanations-

winkel 0^0 gleich 1 gesetzt und die bei den übrigen Winkeln gefundenen darauf bezogen. Der Incidenzwinkel i war stets gleich 45^0.

Die für die Metalle Aluminium, Zink, Kupfer und Eisen gefundenen Curven fallen ungefähr zusammen. Die Unterschiede liegen innerhalb der wahrscheinlichen Fehlergrenzen. Dagegen zeigen Silber und Platin ein vollständig anderes Verhalten. Während bei der ersten Gruppe von Metallen das Maximum der Intensität in der Nähe von $e = +20^0$ liegt, haben die Curven von Platin und Silber ihren höchsten Punkt auf der Seite der negativen e.

Da mir anfangs dies sehr unwahrscheinlich erschien, so habe ich die betreffenden Messungen mehrmals wiederholt und stets trotz vielfachem Verändern der Reflectoren und des Auffängers dasselbe Resultat erhalten. Einige mehr qualitative Versuche mit Gold ergaben ein ähnliches Verhalten dieses Metalles. Die Beobachtungen, bei welchen e constant gleich 0 war, und $i = 25^0$ bez. 45^0 betrug, ergaben geringere Verschiedenheiten zwischen den einzelnen Metallen. Trotzdem sind solche zu verzeichnen, welche ausserhalb der Fehlergrenze liegen. Für Aluminium ergab sich eine Zunahme der Reflexion in Richtung von $e = 0$ mit wachsendem i, während bei den anderen Metallen eine solche nicht vorhanden war, oder sich sogar eine geringe Abnahme zeigte.

Etwas grössere Differenzen sind bei den Messungen $e = 25^0$ $i = 0$ bez. 45^0 zu constatiren.

Bei Aluminium wächst die Reflexion mit i stark, bei Kupfer, Eisen, Zink etwas schwächer, bei Silber ist sie constant und nimmt bei Platin sogar etwas ab.

Die letztere Messung wurde auch mit Gold angestellt, welches sich ähnlich wie Zink, Eisen etc. verhält. Das ungleiche Verhalten der einzelnen Metalle könnte vielleicht durch die Annahme erklärt werden, dass die Reflexion der Kathodenstrahlen stets in zwei voneinander unabhängigen Vorgängen besteht, von denen bei diesem Metall der eine mehr in den Vordergrund tritt, bei jenem der andere. Doch ist es klar, dass man für das Verhältnis des Reflexionsvermögens zweier Metalle je nach der Grösse von e und i verschiedene Werte erhält. Dies bestätigen auch die folgenden Untersuchungen.

Es wurden stets eine grössere Anzahl von Messungen angestellt und das Mittel daraus genommen; nur in einigen wenigen Fällen weichen die einzelnen Zahlen von diesem um 5—10 Proc. ab.

A(Al) bez. A(Cu) bedeutet den Ausschlag, welchen das mit dem Empfänger verbundene Galvanometer zeigte, wenn die mit Aluminium bez. Kupfer belegte Seite des Reflectors von den Kathodenstrahlen getroffen wurde. K(Cu)/K(Al) gleich A(Cu)/A(Al) gleich dem Verhältnis des Reflexionsvermögens in der gegebenen Richtung.

Für $i = 0^0$, $e = 25^0$:

A (Al)	A (Cu)	$\frac{K\,(\mathrm{Cu})}{K\,(\mathrm{Al})}$
25,5	44	1,72
18	31	1,72
20,5	36,7	1,79
26,3	45,5	1,73
30,3	50,5	1,67
12,2	21,8	1,80
		1,74

Für $i = 45^0$, $e = 25^0$:

A (Al)	A (Cu)	$\frac{K_1\,(\mathrm{Cu})}{K_1'(\mathrm{Al})}$
18	26,5	1,47
18,2	29	1,59
13,5	18,5	1,37
13,3	19,5	1,47
		1,48

$$\frac{K}{K'} \cdot \frac{Q}{Q'} = \frac{1{,}74 \,.\, 1{,}15}{1{,}39} = 1{,}44$$

Analog wurde gefunden bei Kupfer und Eisen für $i = 0^0$, $e = 25^0$:

$$\frac{K\,(\mathrm{Cu})}{K\,(\mathrm{Fe})} = \begin{array}{r} 1{,}17 \\ 1{,}12 \\ 1{,}15 \\ \hline 1{,}15 \end{array}$$

für $i = 0^0$, $e = 45^0$:

$$\frac{K\,(\mathrm{Cu})}{K'\,(\mathrm{Fe})} = \begin{array}{r} 1{,}18 \\ 1{,}17 \\ 1{,}17 \\ \hline 1{,}17 \end{array}$$

Bei Zink und Eisen ergab sich für $i = 0^0$, $e = 25^0$:

$$\frac{K\,(\text{Zink})}{K'\,(\text{Eisen})} = \begin{array}{l} 1{,}03 \\ 1{,}13 \\ 1{,}14 \\ 1{,}04 \\ \hline 1{,}09 \end{array}$$

Bei Aluminium und Silber für $i = 0^0$, $e = 25^0$:

$$\frac{K\,(\text{Silber})}{K'\,(\text{Aluminium})} = \begin{array}{l} 2{,}40 \\ 2{,}59 \\ 2{,}69 \\ 2{,}75 \\ 2{,}53 \\ \hline 2{,}59 \end{array}$$

für $i = 45^0$, $e = 25^0$:

$$\frac{K_1}{K_1'} = \begin{array}{l} 1{,}58 \\ 2{,}00 \\ 1{,}52 \\ 1{,}55 \\ 2{,}00 \\ \hline 1{,}72 \end{array} \quad \left(\frac{K}{K'} \cdot \frac{Q}{Q'} = \frac{2{,}59 \,.\, 1{,}00}{1{,}39} = 1{,}86\right)$$

Bei Aluminium und Platin für $i = 0^0$, $e = 25^0$:

$$\frac{K\,(\text{Platin})}{K'\,(\text{Aluminium})} = \begin{array}{l} 2{,}74 \\ 3{,}28 \\ 3{,}43 \\ 2{,}78 \\ \hline 3{,}06 \end{array}$$

für $i = 45^0$, $e = 25^0$:

$$\frac{K_1}{K_1'} = \begin{array}{l} 1{,}61 \\ 1{,}64 \\ 2{,}05 \\ 1{,}89 \\ \hline 1{,}80 \end{array} \quad \left(\frac{K}{K'} \cdot \frac{Q}{Q'} = \frac{3{,}06 \,.\, 0{,}91}{1{,}39} = 2{,}00\right)$$

Die Zahlen, welche das Reflexionsvermögen der verschiedenen Metalle bezogen auf Aluminium angeben, sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

	Cu	Fe	Zn	Ag	Pt
$i = 0 \quad e = 25$	1,74	1,51	1,65	2,59	3,06
$i = 45 \quad e = 25$	1,48 ber. 1,44	—	—	1,72 ber. 1,86	1,80 ber. 2,00

Aus den oben gefundenen Werten von Q für $e = 25^0$, $i = 0^0$ bez. 45^0, welche das Verhältnis des Reflexionsvermögens eines Metalles in den beiden gegebenen Stellungen ausdrückt, lässt sich auch der Quotient K_1/K_1' für $i = 45^0$, $e = 25^0$ aus dem für $i = 0^0$, $e = 25^0$ beobachteten berechnen als

$$\frac{K_1}{K_1'} = \frac{K}{K'} \frac{Q}{Q'},$$

wenn sich Q auf das eine Q' auf das andere Metall bezieht.

Die so gefundenen Werte habe ich neben die direct bestimmten geschrieben; die Uebereinstimmung ist bei der Schwierigkeit, quantitative Messungen mit Kathodenstrahlen auszuführen, genügend.

II. Teil.

Absorption der Kathodenstrahlen.

Der Durchgang von Kathodenstrahlen durch sehr dünne Schichten wurde zuerst von Hertz[1] beobachtet, von Lenard[2], später genauer untersucht. Die von letzterem Forscher angewandte Methode zur Bestimmung der Absorption in feinen Metallblättchen von verschiedener Dicke war im wesentlichen folgende. Die Strahlen traten aus dem evacuirten Entladungsgefäss durch ein sogenanntes Lenard'sches Fenster in den mit Luft erfüllten Beobachtungsraum. Es wurde dann die Entfernung, auf welche man einen fluorescirenden Schirm dem Fenster nähern musste, um auf ihm eben noch ein schwaches Leuchten constatiren zu können, bestimmt, wobei einmal in den Weg der Strahlen das zu untersuchende Blättchen gebracht wurde, während ein andermal die Absorption allein in der Luft erfolgte.

Unter der Annahme, dass die Intensität der Strahlen infolge ihrer Ausbreitung nach allen Seiten proportional dem Quadrat der Entfernung vom Fenster abnimmt, dass ferner

1) H. Hertz, Wied. Ann. **45.** p. 28. 1892.
2) P. Lenard, Wied. Ann. **56.** p. 255. 1895.

sämtliche Schichten ein und desselben Mediums gleichmässig absorbirend wirken, berechnet sich das Absorptionsvermögen eines Metalles aus folgenden Formeln:

$$i = J_0 \frac{e^{-Rl}}{R^2} \quad \text{ohne Metallschicht,}$$

$$i = J_0 \frac{e^{-lr-a\delta}}{r^2} \quad \text{mit Metallschicht,}$$

$$a = \frac{1}{\delta}\left[l(R-r) + \log \frac{R^2}{r^2}\right],$$

wobei i die Intensität der auf den Schirm fallenden Kathodenstrahlen, J_0 die Intensität der ursprünglichen Strahlen vor der Absorption, R und r die Entfernungen des Schirmes vom Fenster, δ die Dicke der dazwischen gestellten Metallschicht, a den Absorptionscoefficient dieses Metalles, l den der Luft bedeutet.

Es bestand also die Messung im Principe in einem Vergleich der Absorption im Metall mit der in Luft.

Für Aluminiumblättchen verschiedener Dicke fand Lenard Werte von a, welche zwischen 9700 und 6000 cm^{-1} schwankten. Doch hebt er hervor, dass die Absorption in hohem Grade von der Spannung abhängt.

Lenard verglich ferner die Durchlässigkeit verschiedener Stoffe untereinander und kam zu dem interessanten Ergebnis, dass die Quotienten aus Absorptionscoefficient und Dichtigkeit, so sehr auch diese beiden einzelnen Grössen variiren mögen, annähernd gleiche Werte haben. Es ist demnach die Durchlässigkeit im wesentlichen nur abhängig vom Product aus Dicke und Dichte der durchstrahlten Schicht. Gleichwohl gilt dies Gesetz nur annähernd, und es sind die Abweichungen davon nicht anzuzweifeln. Es machen sich also specifische Eigenschaften der Stoffe trotzdem geltend.

Diese Abweichungen vom Lenard'schen Gesetz bei einigen Metallen möglichst genau zu bestimmen, ist das eine Ziel der folgenden Untersuchungen. Dann aber wollte ich vor allem die Abhängigkeit der Absorption von der Dicke der Schicht eines Stoffes, also das Absorptionsgesetz nach einer anderen Methode prüfen. Ich bestimmte die Intensität der Kathodenstrahlen, welche ein Blättchen durchdrungen haben, durch die von ihnen mitgeführte Elektricitätsmenge. Während Lenard die Untersuchungen mit Hülfe eines Fensters im lufterfüllten

Raum machte, brachte ich die zu prüfenden Blättchen in das Vacuum selbst in den Weg der ursprünglichen Strahlen. Es wurde daher dem Apparat folgende Gestalt gegeben.

Beschreibung der Apparate.

Die Versuchsanordnung gestaltete sich folgendermaassen:

Das Entladungsgefäss (vgl. Fig. 9) bestand aus einem 18 cm langen, 5 cm weiten Rohr, welches in einem Ansatz von 2,5 cm Durchmesser die an einem Schliff befestigte Aluminiumkathode (K) enthielt. Auf das andere Ende war die Messing-

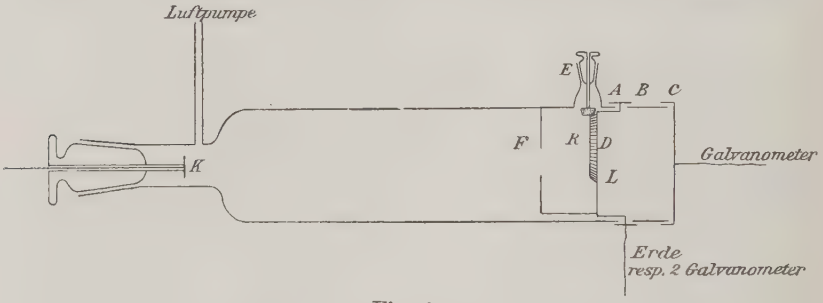

Fig. 9.

kapsel A mit Siegellack aufgekittet. An diese schloss sich, ebenfalls durch Siegellack abgedichtet und durch den 1 cm breiten Glasring B von A isolirt die Aluminiumkapsel C. Vor das in A befindliche 3 mm weite Loch (L) konnten die verschiedenen zu untersuchenden Metallblättchen mittels des Rädchens R gebracht werden. Dies (Fig. 10) war drehbar um die Achse (D). Sein Durchmesser betrug 2,5 cm. Auf sechs 3 mm weite Löcher konnten vermittelst kleiner Rähmchen ebensoviel verschiedene Blättchen aufgeschraubt werden. Der Rand war gezähnt, sodass es leicht im Vacuum durch das an dem Schliffe E angebrachte kleine Zahnrad gedreht werden konnte. Das Einschnappen einer Feder ermöglichte es, ein solches Fenster genau vor das Loch L zu bringen. Der Schirm F diente dazu, die eben nicht gebrauchten Blättchen vor Kathodenstrahlen zu schützen. A war stets mit der Erde verbunden.

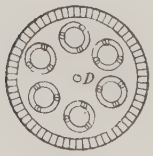

Fig. 10.

Um die Intensität der bei L hindurchgegangenen und auf C absorbirten Strahlen zu bestimmen, war C durch ein Gal-

vanometer zur Erde abgeleitet. Ich verwandte anfangs ein solches nach Dubois-Rubens von der Empfindlichkeit 1.10^{-10} Amp., später eines nach Paschen von der Empfindlichkeit 2.10^{-10} Amp. pro Millimeter Scalenausschlag. Um das Galvanometer und dessen Zuleitung vor störenden elektrischen Wirkungen zu schützen, war das Inductorium, die fünf den Primärstrom liefernden Accumulatoren, sowie die Entladungsröhre bis F von einem zur Erde abgeleiteten Blechkasten umschlossen. In diesem befand sich auch das mit der Kathode verbundene Braun'sche Elektrometer, welches ich bei manchen Messungen verwandte.

Um vergleichbare Resultate zu erhalten, muss bei einer Versuchsreihe, in welcher die sechs verschiedenen Blättchen nacheinander auf ihre Durchlässigkeit geprüft werden, die Menge und Art der von der Kathode ausgehenden Strahlen sich gleich bleiben. Es ist aber nicht möglich, in einer mit Schliffen und Kittstellen versehenen Röhre das Vacuum auf constanter Höhe zu halten. Die Kathodenstrahlen entwickeln stets Gase, und hiermit ist eine Veränderung ihrer Intensität und der Entladungsspannung verbunden. Man ist also gezwungen, bei jeder einzelnen Messung aufs neue den Zustand, bei welchem die Versuchsreihe durchgeführt werden soll, herzustellen. Selbstverständlich muss man auch auf sehr gleichmässiges Arbeiten des Unterbrechers achten.

Ich verfuhr nun anfangs folgendermaassen. Vor jeder einzelnen Messung wurde die Röhre sehr stark ausgepumpt. Dann liess ich die Entladung durchgehen und beobachtete gleichzeitig den Ausschlag des mit der Kapsel C verbundenen Galvanometers. Dieser nahm zuerst mit der Verschlechterung des Vacuums zu, dann wurde er wieder kleiner. Ich notirte anfangs jedesmal das Maximum. Wie sich aber herausstellte, ist diese Methode nur anwendbar, wenn die Durchlässigkeit der zu vergleichenden Fenster nicht sehr verschieden ist. Es wird nämlich bei dicken Blättchen dieses Maximum der durchgedrungenen Elektricitätsmenge bei einem anderen und zwar bei einem höheren Grade des Vacuums erreicht als bei dünneren. Man hat also keine vergleichbaren Zustände. Es erklärt sich dies folgendermaassen. Mit der Verschlechterung des Vacuums nimmt die Menge der ausgesandten Kathodenstrahlen zu und

gleichzeitig ihre Geschwindigkeit ab. Von dieser ist aber in hohem Maasse ihr Durchdringungsvermögen abhängig.

Das Maximum wird erreicht, wenn sich diese beiden Factoren compensiren. Ist also J_0 die Intensität der die vordere Fläche des Fensters treffenden Kathodenstrahlen (wobei der Einfachheit halber von der Reflexion abgesehen ist), J die vom Galvanometer gemessene Elektricitätsmenge, α der Absorptionscoefficient, δ die Dicke des Blättchens, so ergiebt sich

$$J = C J_0 e^{-\delta \alpha},$$

und für das Maximum

$$dJ = 0 = C e^{-\delta \alpha} (d J_0 - J_0 \delta d \alpha),$$

also

$$\frac{d J_0}{J_0} = \delta d \alpha$$

$$J_0 = \frac{1}{\delta} \frac{d J_0}{d \alpha}.$$

Hieraus ergiebt sich die Abhängigkeit des Zustandes, bei welchem ein Maximum von J zu verzeichnen ist, von der Grösse von J_0 und damit vom Grad der Verdünnung.

Befriedigende Uebereinstimmung der Messungen fand ich, als ich parallel zur Röhre eine Funkenstrecke schaltete und stets die Ablesung machte, wenn der continuirliche Funkenstrom erlosch. Doch traten dabei Störungen am Galvanometer auf, deren Grund ich noch nicht entdecken konnte. Vielleicht stehen sie in Beziehung zu den von J. J. Thomson[1]) beschriebenen merkwürdigen Erscheinungen. Endlich gelang es mir die Schwierigkeit zu überwinden, indem ich zwischen die Kapsel A und die Erde ein weniger empfindliches Galvanometer mit objectiver Ablesung einschaltete, welches also die Stärke des gesamten Entladungsstromes angab. Sowie diese eine bestimmte Höhe erreicht hatte, machte ich die Ablesung an dem mit C verbundenen Galvanometer. Zugleich beobachtete ich das mit der Kathode verbundene Braun'sche Elektrometer vermittelst eines zweiten Fernrohres. Die Stärke des Primärstromes des Inductoriums wurde durch ein Galvanoskop controlirt.

Grosse Schwierigkeiten verursachte auch die unvermeidliche Veränderung der Metallblättchen durch die Kathoden-

1) J. J. Thomson, Die Entladung der Elektricität durch Gase, p. 73. 1900.

strahlen. Während diese bei Aluminium sehr gering war, wurden sehr dünnes Blattgold und noch mehr Blattsilber in kürzester Zeit, oft in einigen Secunden, zerstört. Es wurde dabei die ursprünglich weiche biegsame Membran spröde, sie zog sich zusammen und zerriss am Rande. In dickeren Blättchen bildeten sich bei längerer Bestrahlung Löcher von 1 qmm Grösse. Es scheint das Metall direct zerstäubt zu werden. Gold wird, ehe es zerreisst, mattweiss. Ich versuchte die Silber- und Goldblättchen durch Darauflegen dünnen Blattaluminiums vor der Zerstörung zu schützen, doch ohne jeden Erfolg, und musste daher mich auf dickere Silber- und Goldmembranen, welche wenigstens einige Zeit widerstanden, beschränken. Beim Silber macht sich auch eine deutliche Veränderung der Durchlässigkeit, und zwar eine Abnahme derselben schon bei kurzer Bestrahlung geltend. Ich konnte daher bei diesem Metall keine übereinstimmenden Resultate erzielen.

Grösste Sorgfalt wurde auch darauf verwendet, lochfreie Blättchen zu erhalten. Zu diesem Zweck wurden sie im vollständig verdunkelten Zimmer vor eine entsprechende Oeffnung in einem Blechcylinder, der einen Auerbrenner umgab, gehalten. Auf diese Weise kann man die feinsten Löcher entdecken.

Zur Dickenbestimmung wurden etwa Quadratcentimeter grosse Stücke ausgeschnitten und ihre Grösse und ihr Gewicht mit möglichster Genauigkeit bestimmt.

Schichten verschiedener Dicke erhielt ich auch durch Aufeinanderlegen mehrerer Blättchen. Doch musste erst bestimmt werden, ob ein einzelnes stärkeres Blättchen einer solchen Combination von derselben Gesamtdicke in betreff der Durchlässigkeit gleichkommt.

Zu diesem Zweck wurde ein Fenster aus einmal geschlagenem Aluminium von der Dicke 0,000624 cm mit einem solchen, das aus zwei Lagen von je 0,0003195 cm Dicke bestand, also im ganzen 0,000639 cm stark war, verglichen.

Mit diesen erhielt ich folgende Ausschläge am Galvanometer:

	Dicke cm	Ausschlag	Funkenstrecke	Ausschlag	Funkenstrecke
I.	0,000624	514 mm	5,5 cm	1780 mm	5,2 cm
II.	0,000639	483 „	5,5 „	1670 „	5,2 „

Der Unterschied der Ausschläge entspricht der Dickendifferenz. Die Spannung ist in Längen von Funkenstrecken zwischen Spitzen angegeben.

Eine weitere Untersuchung ergab folgendes: Diesmal bestand das eine Fenster wieder aus einem einzigen starken Blättchen, das zweite aus fünf sehr feinen.

	Dicke	Ausschlag	Ausschlag
I. Einfach	0,000 691 cm	613 mm	409,8 mm
II. Fünffach	0,000 662 „	713,5 „	473,4 „

Hier wurde immer das Maximum des Ausschlages beobachtet. Die beiden Versuchsreihen zeigen der absoluten Grösse nach verschiedene Ausschläge, da der Primärstrom verändert wurde.

Die Versuche beweisen, dass es keinen messbaren Einfluss hat, wenn man an Stelle von einzelnen starken Blättchen mehrere dünne setzt, was im übrigen Lenard bereits gezeigt hat. Es ist dies sehr auffallend, da nach den Messungen von Starke an Aluminium etwa 27 Proc. der auftreffenden Strahlen reflectirt werden, also nur 73 Proc. in das Metall eindringen. Es könnte hierfür ein Analogon gefunden werden, wenn man an die Stelle der Kathodenstrahlen Lichtstrahlen, an die des Metalles ein trübes Medium *ohne* Oberflächenreflexion setzt. Die Zurückwerfung der Strahlen an einem solchen Medium beruht nur auf der Diffusion in demselben. Es wird also eine Schicht im Innern ebenso zerstreuend wirken, als eine solche an der Oberfläche. Es müssen daher schmale Zwischenräume, die senkrecht zur ursprünglichen Strahlenrichtung liegen, ohne Einfluss auf die Ausbreitung derselben sein. Für ein solches Medium käme aber das Lommel'sche Reflexionsgesetz in Betracht, das man dann wohl auch auf die Kathodenstrahlen übertragen müsste. Dem widersprechen nun die im ersten Teil beschriebenen Reflexionsversuche, welche eine Oberflächenwirkung vermuten lassen. Es müsste denn die Annahme gemacht werden, dass die Reflexion in den dünnen Zwischenräumen nach anderen Gesetzen erfolgt.

Bestimmung der Absorption in Aluminiumblättchen verschiedener Dicke.

Unter der Annahme, die Absorption erfolge in allen Schichten des durchstrahlten Fensters in gleichem Grade, be-

rechnet sich die Intensität der hindurchgedrungenen Kathodenstrahlen zu

$$J = J_0 e^{-\alpha\delta}(1 - k).$$

(J_0 ist die Intensität der Strahlen, welche das Fenster treffen, $J_0(1 - k)$ dringt in die Oberfläche ein, da der Bruchteil kJ_0 zurückgeworfen wird, δ ist die Dicke des Blättchens, α der Absorptionscoefficient.) Beziehen sich J_1, δ_1 auf ein zweites Blättchen, so berechnet sich aus

$$\frac{J}{J_1} = e^{\alpha(\delta_1 - \delta)}$$

$$\alpha = \frac{1}{\delta_1 - \delta} \log(\text{nat}) \frac{J}{J_1}.$$

In den folgenden Tabellen stehen unter δ die Dicken der Fenster, welche meist durch Combination mehrerer Blättchen erhalten wurden, und A ist der dem betreffenden Fenster entsprechende Galvanometerausschlag. Bei der grossen Verschiedenheit in der Durchlässigkeit der einzelnen Blättchen musste natürlich meist ein geeigneter Nebenschluss an das Galvanometer gelegt werden. In den Tabellen ist aber die direct abgelesene Anzahl Scalenteile umgerechnet auf einen Nebenschluss von unendlichem Widerstand. Der absolute Wert der Ausschläge ist bedeutungslos wegen der Verschiedenheit der Empfindlichkeit der Galvanometer und der Stärke des Primärstromes. Unter F steht die Länge einer zur Entladungsröhre parallel geschalteten Funkenstrecke zwischen Spitzen, zur Angabe der Kathodenspannung. Unter α finden sich die Absorptionscoefficienten, die unter der Annahme, dass in diesem Intervall α constant ist, aus den mit der Klammer verbundenen Werten von δ und A berechnet sind.

1.

δ cm	F	A	α	α'	F	A	α	α'
0,000624	4	450	} 3680	2290	3,5	300	} 4910	2980
0,000319	4	1380	} 3570	2650	3,5	1350	} 4150	3060
0,000218	4	1980			3,5	2040		

2.

δ cm	F	A	α	α'	F	A	α	α'
0,001844	4,5	4,5	4670	1480	4			
0,001248	4,5	73	3230	1400	4	10,8	6250	2700
0,000624	4,5	546	2430	1530	4	525	2850	1780
0,000218	4,5	1455			4	1660		

δ cm	F	A	α	α'
0,001844	3,5			
0,001248	3,5	4,2	7750	3160
0,000624	3,5	399	3600	2250
0,000218	3,5	1701		

3.

δ cm	F	A	α	α'	F	A	α	α'
0,00167	4,4	8,5	6280	2030	5	37,5	4260	1405
0,00134	4,4	67,5	5390	2100	5	153	2780	1080
0,000912	4,4	681	3520	1650	5	504	2140	1035
0,000671	4,4	1573	1880	1100	5	850	1430	848
0,000328	4,4	2989			5	1390		

δ cm	F	A	α	α'	F	A	α	α'
0,00167	5,5	7	3180	1025	7	—		
0,00134	5,5	20	2670	1040	7	19	2250	880
0,000912	5,5	63	1810	865	7	50		
0,000671	5,5	97,5	1670	985	7	—	1615	865
0,000328	5,5	173			7	128		

δ cm	F	A	α	α'
0,00167	4,5	4,5	4020	1305
0,00134	4,5	17	3530	1380
0,000912	4,5	77,5	2570	1225
0,000671	4,5	144	1870	1120
0,000328	4,5	273		

Der Grössenordnung nach stimmen die Absorptionscoefficienten mit den von Hrn. Lenard nach der optischen Methode

gefundenen überein; doch ist im Gegensatz zu den Beobachtungen dieses Forschers eine starke Zunahme von α mit der Dicke der Blättchen zu verzeichnen.

Die am nächsten liegende Erklärung dieser Thatsache giebt die Annahme von Reibungskräften zwischen den Metallmolecülen und den die Strahlen bildenden Elektronen. Es würde daraus folgen, dass die Geschwindigkeit der Teilchen desto mehr abnimmt und ihre Absorbirbarkeit desto mehr zunimmt, je weiter sie in das Metall eindringen. Für dickere Blättchen erhielt α dann einen entsprechend höheren Wert als für dünnere. Unter der Annahme, α wachse linear mit δ, wurde

$$\frac{dJ}{d\delta} = -J\alpha'(1 + A\delta)$$

gesetzt, woraus folgt

$$\log \frac{J}{J_0} = -\alpha'\left(\delta + A\frac{\delta^2}{2}\right).$$

Es wurde für die Constante A durch Ausprobiren die Zahl 1400 eingeführt und α' für die verschiedenen Versuchsreihen berechnet. Wie die Tabellen zeigen, sind die Werte von α' ziemlich constant, doch finden sich immer noch Unterschiede, die nicht durch Versuchsfehler zu erklären sind.

Im Anschluss hieran sollen noch die Ergebnisse der Messungen folgen, welche behandeln den

Vergleich der Absorption in verschiedenen Metallen.

Zu diesem Zweck wurden Blättchen der verschiedenen Metalle ausgewählt, welche bei gleicher Grösse annähernd dieselbe Masse hatten, bei welchen also das Product aus Dicke und Dichte dasselbe war. Dieses ist in den folgenden Tabellen unter $s\delta$ angegeben.

Aluminium und unechtes Blattmetall.

	$s\delta$	A	Verhältnis der Ausschläge
Aluminium	0,00174	1178	0,607
Blattmetall	0,00171	715	

	$s\delta$	A_1	A_2	A_3	A_4
Aluminium	0,00174	1300	995	1680	1350
Blattmetall	0,00171	808	593	1015	809
Verhältnis der Ausschläge		0,626	0,596	0,605	0,599

Mittel 0,605

	$s\ \delta$	A_1	A_2
Aluminium	0,00245	1038	963
Blattmetall	0,00246	534	491
Verhältnis der Ausschläge		0,515	0,510

Mittel 0,5125

Aluminium und Gold.

	$s\ \delta$	A_1	A_2
Aluminium	0,001787	7240	4863
Gold	0,001738	4435	2972
Verhältnis der Ausschläge		0,61	0,61

Mittel 0,61

	$s\ \delta$	A_1	A_2
Aluminium	0,00174	1178	1180
Gold	0,00172	721	689
Verhältnis der Ausschläge		0,612	0,584

Mittel 0,589

	$\delta\ s$	A_1	A_2	A_3
Aluminium	0,00174	995	1680	1350
Gold	0,00172	567	960	809
Verhältnis der Ausschläge		0,570	0,570	0,522

Mittel 0,554

Bei Silber gelang es nicht, aus den oben genannten Gründen übereinstimmende Resultate zu erzielen, doch seien dieselben der Vollständigkeit halber ebenfalls hier angeführt:

	$s\ \delta$	A_1	A_2	A_3
Aluminium	0,002461	1099	1064	1097
Silber	0,002508	1348	144	132
Verhältnis der Ausschläge		0,123	0,135	0,120

Mittel 0,126

	$s\ \delta$	A_1	A_2
Aluminium	0,002461	1038	963
Silber	0,002508	399	330
Verhältnis der Ausschläge		0,289	0,343

Mittel 0,316

Obgleich die Resultate bei Silber nicht Anspruch auf Genauigkeit machen können, so ergeben sie doch in Uebereinstimmung mit Lenard's Beobachtung, dass Silber am wenigsten durchlässig ist.

Um nun aus der Verschiedenheit der gemessenen Ausschläge auf die der Absorption in den einzelnen Metallen schliessen zu können, müsste man in Rechnung ziehen, wieviel durch Reflexion verloren geht.

Dass diese nicht allein die ungleiche Durchlässigkeit der Metalle erklärt, geht schon daraus hervor, dass bei Blattmetall und echt Gold die gemessenen Ausschläge beinahe dieselben waren, während die Reflexionscoefficienten erheblich differiren, ferner daraus, dass Silber weniger Strahlen hindurchlässt als Gold, während letzteres doch stärker reflectirt.

III. Teil.

Bestimmung der Geschwindigkeit v und des Verhältnisses ε/m von Ladung zu Masse eines Strahlenteilchens.

Da die obigen Absorptionsmessungen eine Abnahme der Geschwindigkeit der Teilchen beim Durchgang durch ein Blättchen vermuten liessen, so wurden zur Klärung dieser Frage die Grössen v und ε/m gemessen, sowohl wenn die Strahlen direct von der Kathode kamen, als auch, nachdem sie ein Lenard'sches Fenster, dessen Dicke ebenfalls variirt werden konnte, passirt hatten. Bekanntlich breiten sich die Strahlen vom Fenster nach allen Seiten aus. Es war nun ferner von Interesse diejenigen, welche senkrecht vom Fenster ausgehen, also dieselbe Richtung wie die ursprünglichen haben, zu vergleichen mit solchen, welche unter einem bestimmten Winkel seitlich austreten.

Zur Bestimmung von v und ε/m wurde die von Hrn. W. Wien[1]) und von Hrn. Lenard[2]) ausgearbeitete Methode der magnetischen und elektrostatischen Ablenkung angewandt.

Beschreibung der Versuchsanordnung.

Die bei diesen Untersuchungen benutzte Vacuumröhre hatte folgende Gestalt (vgl. Fig. 11):

Die die Kathode K enthaltende Röhre A war bei a in die Messingkapsel B mit Siegellack eingekittet. Vor der 2 mm weiten kreisrunden Oeffnung befand sich ein dem im II. Teil

1) W. Wien, Wied. Ann. **65.** p. 440. 1898.
2) P. Lenard, Wied. Ann. **64.** p. 279. 1898.

beschriebenen ähnliches Zahnrädchen, auf welches mittels ganz flacher Rähmchen vier kreisförmige Aluminiumfenster aufgeschraubt werden konnten. Der zweite Teil der Röhre, der Beobachtungsraum, war bei c ebenfalls auf die Kapsel aufgekittet. Mittels des Schliffes und des daran angebrachten Zahnrädchens wurden die einzelnen Fenster vor die Oeffnung b gebracht. Der Beobachtungsraum bestand aus zwei 5,5 cm weiten und 22 cm langen Röhren, welche einen Winkel von 45° miteinander bildeten. In einer Entfernung von 14 cm vom Fenster trugen die beiden Schliffe S und S' je einen Fluorescenz-

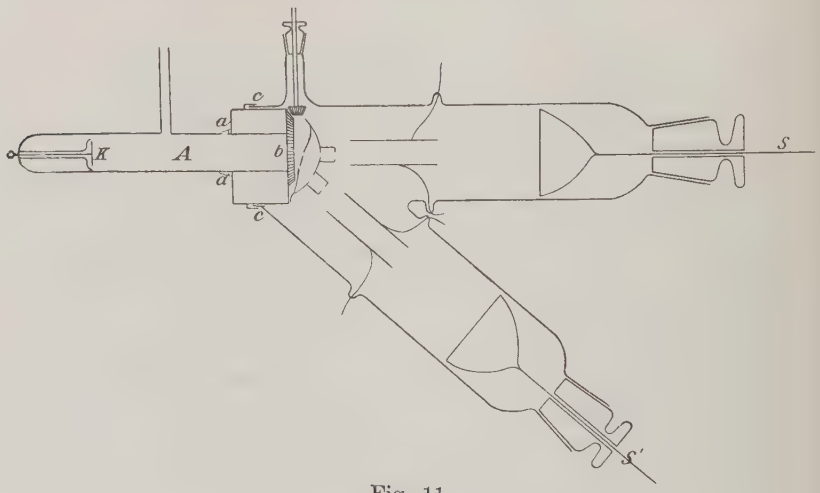

Fig. 11.

schirm. Als am empfindlichsten für Kathodenstrahlen ergab sich das schon von Hrn. Lenard[1]) angewandte Pentadecylparatolylketon. Die Fluorescenzschirme wurden nach seiner Vorschrift durch Aufstreichen der geschmolzenen Substanz auf Seidenpapier angefertigt.

Die vom Fenster ausgehenden Strahlen mussten je ein System von drei Diaphragmen passiren. Die Schlitze waren so angeordnet, dass die Richtungen der zwei Strahlenbündel möglichst genau mit den beiden Rohrachsen zusammenfielen. Man erhielt so auf den Schirmen im Dunkeln deutlich sichtbar

1) P. Lenard, Wied. Ann. 51. p. 225. 1894.

fluorescirende Streifen von etwa 1 mm Breite. Es war ferner Sorge getragen, dass die Strahlenbündel genau senkrecht die Schirme trafen. Zur Erzeugung des elektrischen Feldes befanden sich symmetrisch zu den Strahlen in den beiden Röhren zwei Messingcondensatoren. Durch Elfenbeinstäbchen mit Verschraubung wurden die 4×5 cm grossen zusammengehörigen Platten in einem Abstand von 1,4 cm gehalten. Die in seitlich angeschmolzenen Röhren eingekitteten Zuleitungsdrähte dienten zugleich dazu, die Stellung der Condensatoren in dem Gefäss zu befestigen.

Wie bereits gesagt, war bei der Anordnung der ganzen Röhre die grösste Sorgfalt auf Symmetrie der einzelnen Teile, wie Abstand der Diaphragmen von den Schirmen und den Condensatoren, Entfernung der zusammengehörigen Platten untereinander und vom Strahlenbündel etc. verwendet, und es betrugen die Abweichungen von derselben höchstens Bruchteile eines Procents.

Um störende Lichteffecte zu vermeiden, war die Röhre *A* bis zur Kapsel *B* zugleich mit dem Inductorium in dem bei den früheren Versuchen beschriebenen Blechkasten eingeschlossen, die Zeichnungsebene ist als horizontal anzunehmen. Um ein zur Strahlenrichtung senkrechtes Magnetfeld zu erzeugen wurden zwei Magnetspulen, welche auf zwei Glasplatten leicht verschiebbar ruhten, möglichst nahe an die Röhre herangebracht. Sie bestanden aus zwei 14 cm hohen Blechcylindern von 14,5 cm Durchmesser, auf denen je 51 Windungen von 2 mm starkem Leitungsdraht aufgewickelt waren. Die Spulen waren hintereinander geschaltet. Ihre Stellung wurde möglichst genau symmetrisch zu den beiden Röhren gewählt.

Fig. 12 giebt die gesamte Versuchsanordnung an. In dem Blechkasten *K* befindet sich der Ruhmkorff-Inductor, 32 Volt liefern den Primärstrom. *U* ist ein durch eine aus 5 Elementen bestehende Accumulatorenbatterie getriebener „Volt-Ohm"-Quecksilberunterbrecher. Durch den Stromwender *W*, das Siemens'sche Normalampèremeter *A* und eine variable Widerstandsrolle *R* sind zwei Accumulatoren von sehr hoher Capacität mit den Magnetspulen verbunden.

Die hohe Spannung zur Erzeugung eines elektrostatischen Feldes lieferte ein Schuckert'scher Hochspannungsdynamo,

dessen Motor durch eine dritte Batterie von 60 Volt getrieben wurde. Während der eine Pol zur Erde abgeleitet war, verband den anderen eine gut isolirte Leitung mit den Condensatoren. Der Stromwender W' gestattet abwechselnd je eine Platte der beiden Condensatoren mit der Hochspannungsleitung, und die anderen mit der Erde zu verbinden.

Zur Bestimmung von v und ε/m in absolutem Maass trat an die Stelle des Hochspannungsdynamos eine Hochspannungs-

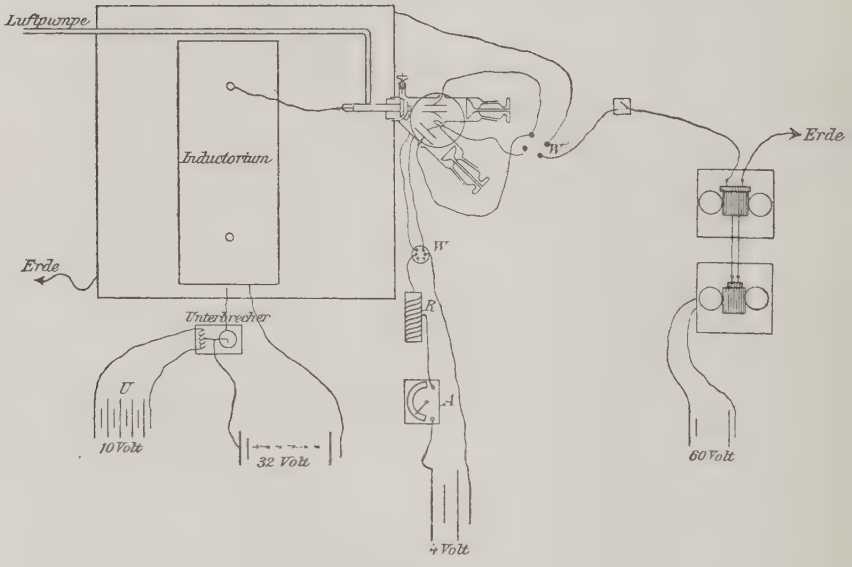

Fig. 12.

accumulatorenbatterie von 600 Elementen, da mir kein für solche Spannungen geeignetes Voltmeter zur Verfügung stand. Bei den Messungen, bei welchen die Kenntnis der Spannung unnötig war, zog ich aber den Dynamo vor, da er ein stärkeres Feld und daher weitere Ablenkung des Kathodenstrahlenbündels hervorbrachte.

Um ein constantes, homogenes elektrostatisches Feld zu erhalten, muss die Luft im Rohre in sehr hohem Grade verdünnt sein, da sie sonst einen relativ guten Leiter darstellt, in welchem sich das Spannungsgefälle in anderer Weise ausbildet. Es wurde daher das Gefäss so lange evacuirt, bis die

Raps'sche Luftpumpe beim Heben nur noch Luftbläschen von etwa cbmm-Grösse entfernte.

Will man die magnetische oder elektrostatische Ablenkung von Kathodenstrahlen messen, welche durch einen Inductor erzeugt sind, so hat man mit der Schwierigkeit zu kämpfen, dass man es meistens nicht mit einheitlichen Strahlen von gleicher Geschwindigkeit und Ablenkbarkeit zu thun hat. Solche würde man durch eine Influenzmaschine erhalten, von deren Verwendung ich aber absehen musste, da sie zu geringe Intensitäten und daher nach der Absorption in den Aluminiumblättchen keine sichtbaren Streifen auf den Fluorescenzschirmen hervorgebracht hätten. Ich erreichte durch längere Bemühungen, dass bei sehr gleichmässigem Gange des Unterbrechers das magnetisch oder elektrostatisch abgelenkte Fluorescenzbild, wenn auch etwas verwaschen und verbreitert erschien, so doch einen deutlichen hellen Kern zeigte. Wegen des immerhin schwachen Lichteffectes mussten die Beobachtungen stets in vollständiger Dunkelheit mit gut ausgeruhten Augen gemacht werden. Eine Ablesung an den auf den Fluorescenzschirmen angebrachten Scalen war daher ausgeschlossen. Es gelang aber, die Lage des abgelenkten oder nicht abgelenkten Spaltbildes genau zu markiren durch zwei (5 cm^2) grosse plane Messingbleche, welche auf der unmittelbar über der Röhre horizontal gelegenen Glasplatte verschiebbar vermittelst von Holzklötzchen vertical, also senkrecht zu den elektrischen, parallel zu den magnetischen Kraftlinien und zu der Richtung der Kathodenstrahlen aufgestellt waren, und durch Visiren längs einer Kante auf den hellsten Teil des Streifens eingestellt wurden. Auf diese Weise wurde jede Parallaxe vermieden. Durch Darunterschieben eines mit Millimeterscala versehenen Papierstreifens konnte der Abstand zweier solcher Messingplatten, die auf zwei Lagen, z. B. die abgelenkte und unabgelenkte des Bildes eingestellt waren, leicht bestimmt werden. Die Unsicherheit der auf diese Weise ausgeführten Messungen betrug im Mittel höchstens 5 Procent.

Es ergab sich nun, dass *die magnetische Ablenkbarkeit sowohl wie die elektrostatische unabhängig davon war*, ob die Strahlen ein Aluminiumblättchen von 0,000 624 cm oder 0,000 218 cm passirt hatten, oder durch ein frei gebliebenes

Loch im Rädchen R gedrungen waren, also direct von der Kathode kamen.

Ebenso konnte kein Unterschied zwischen der Grösse der Ablenkung im centralen und der im seitlichen Rohr constatirt werden.

Dabei waren die Magnetspulen symmetrisch zu beiden Rohren aufgestellt, wie dies in der Zeichnung angegeben ist.

Um diese Beobachtungen noch auf andere Weise zu prüfen, wurde die Ablenkung infolge des elektrischen Kraftfeldes eben durch das magnetische compensirt. War die Ablenkung für die directen Strahlen auf diese Weise aufgehoben, so galt dies auch, als das Aluminiumfenster dazwischen geschoben war, und zwar sowohl im centralen als auch im seitlichen Rohre. Dies wäre nicht der Fall, wenn v das eine Mal einen anderen Wert hätte wie das andere Mal, da ja die magnetische Ablenkung umgekehrt proportional zu v ist, während die elektrostatische umgekehrt proportional zu v^2 ist.

Um die Werte von v und ε/m auch in absolutem Maasse zu bestimmen, musste der Verlauf des Magnetfeldes, welches bei dem verhältnismässig grossen Abstand von 6 cm der beiden Spulen nicht homogen war, genau bestimmt werden. Zu dem Zweck wurden dieselben horizontal gelegt, wobei die Entfernung der beiden voneinander ebenfalls 6 cm betrug, und in diesen Zwischenraum eine bifilar aufgehängte 3 cm lange Spule, durch welche ein Strom von bekannter Stärke floss, gebracht. Aus der Ablenkung, welche dieselbe in den einzelnen Punkten des Magnetfeldes erlitt, konnte nach Stenger[1]) die Feldstärke berechnet werden.

Die empirische Formel:

$$H = A + Bx + Cx^2 + Dx^3$$

giebt den Verlauf der Feldstärke mit hinreichender Genauigkeit. Dabei ist x vom Rande der Spule an gerechnet.

Ist z die gemessene magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen, x_0 der im Magnetfelde zurückgelegte Weg, so berechnet sich nach der streng abgeleiteten Formel von Hrn. S. Simon[2]):

1) F. Stenger, Wied. Ann. **33.** p. 312. 1883.
2) S. Simon. Wied. Ann. **69.** p. 589. 1899.

$$\frac{\varepsilon}{m} = \frac{v\, z_0}{\int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H\, dx} \cdot \frac{1}{1 + \frac{z_0^2}{2} \cdot \frac{\int_0^{x_0} dx \left[\int_0^{x} H\, dx\right]^3}{\left[\int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H\, dx\right]^3}}$$

Ist ferner E die Spannung der Hochspannungsaccumulatorenbatterie, x_a der im elektrostatischen Felde, x_1 der vom Eintritt ins Feld bis zum Schirm zurückgelegte Weg, s die elektrostatische Ablenkung, d der Abstand der Condensatorplatten, so ergiebt sich

$$\frac{\varepsilon}{m} = \frac{s\, v^2\, d}{E\, x_a \left(x_1 - \frac{x_a}{2}\right)}$$

und aus beiden Gleichungen folgt:

$$v = \frac{E\, x_a \left(x_1 - \frac{x_a}{2}\right) \cdot z_0}{d \cdot s \int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H\, dx} \cdot \frac{1}{1 + \frac{z_0^2}{2} \cdot \frac{\int_0^{x_0} dx \left(\int_0^{x} H\, dx\right)^3}{\left[\int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H\, dx\right]^3}}.$$

H wird durch den oben angegebenen Wert ersetzt, und die Integration ausgeführt.

Es war:

$$x_a = 5,$$
$$x_1 = 10{,}8,$$
$$E = 1290 \cdot 10^8,$$
$$d = 1{,}4,$$
$$s = 0{,}5,$$
$$z_0 = 1{,}55,$$
$$x_0 = 9{,}5.$$

Aus der experimentellen Bestimmung des Magnetfeldes ergab sich ferner:

$$A = 16{,}35,$$
$$B = 10{,}20,$$
$$C' = -0{,}60,$$
$$D = -0{,}0117.$$

Für diese Werte wird:

$$v = 0{,}703 \cdot 10^{10},$$
$$\frac{\varepsilon}{m} = 0{,}645 \cdot 10^{7}.$$

Dies Resultat stimmt hinreichend mit den von Hrn. Lenard gefundenen Grössen überein.

Resultate.

1. Die Kathodenstrahlen werden von zur Erde abgeleiteten Metallflächen diffus reflectirt. Bei senkrechter Incidenz nimmt die Intensität der reflectirten Strahlen annähernd mit dem Cosinus des Emanationswinkel ab.

Bei schiefer Incidenz verhalten sich die einzelnen Metalle verschieden. Es ist bei Aluminium, Zink, Eisen und Kupfer das Maximum der Intensität der zurückgeworfenen Strahlen nach der Seite der spiegelnden Reflexion verschoben, während Platin, Silber und Gold am stärksten nach einer Richtung reflectiren, welche zwischen dem einfallenden Strahl und den Normalen der Metallfläche gelegen ist.

Für die erste Klasse von Metallen nimmt die Reflexion mit dem Incidenzwinkel deutlich zu, für die letztere etwas ab.

Bei senkrechter Incidenz nimmt das Reflexionsvermögen mit dem Atomgewicht zu, wie schon Hr. Starke nachgewiesen hat. Doch weicht von dieser Regel Zink ein wenig ab.

2. Die Absorption der Kathodenstrahlen in dünnen Blättchen ist in hohem Grade abhängig von der Spannung. *Der Absorptionscoefficient nimmt mit der Dicke der Fenster zu.*

Das Lenard'sche Gesetz, dass Blättchen, welche aus verschiedenen Metallen bestehen, aber gleiche Masse pro Flächeneinheit haben, denselben Bruchteil der auffallenden Strahlen absorbiren, gilt nur in erster Annäherung.

3. Die Zunahme des Absorptionscoefficienten mit der Dicke des Fensters kann nicht durch die Annahme erklärt

werden, dass die Teilchen beim Durchdringen des Metalles durch Reibung an den Molecülen an Geschwindigkeit verlieren und dadurch absorbirbarer werden; denn es konnte kein Unterschied der magnetischen und elektrischen Ablenkbarkeit eines Strahles gefunden werden, wenn er einmal direct von der Kathode kam, ein andermal ein Aluminiumfenster passirt hatte.

Auch die seitlich unter schiefem Winkel vom Fenster austretenden Strahlen verhielten sich ebenso wie die central senkrechten.

Es berechnete sich v zu $0{,}703 \cdot 10^{10}$, (ε/m) zu $0{,}645 \cdot 10^{7}$.